修士学位論文
二光子反応におけるハドロン生成反応の研究

奈良女子大学大学院
理学研究科物理学専攻
岩 崎　昌 子

目次

1 Introduction **1**

2 理論 **7**

2.1 2光子反応の運動学 7

2.2 2光子反応における可能なプロセス 9

2.3 各プロセスにおける cross section 12

2.3.1 VDM プロセス 12

2.3.2 Direct、resolved プロセス 14

3 実験装置 **18**

3.1 TRISTAN 加速器 18

3.2 TOPAZ 検出器 20

3.2.1 Time Projection Chamber(TPC) 24

3.2.2 Barrel Calorimeter(BCL) 25

3.2.3 Endcap Calorimeter(ECL) 26

3.3 Trigger system 27

3.3.1 Trigger system の構成 27

3.3.2 Charged track pre-trigger 27

4 Data 解析 **30**

4.1 Event selection 30

4.1.1 Pre-strip 31

4.1.2 Main-strip 32

4.1.3 Background estimation 39

4.2 Monte-Carlo simulation 40

4.2.1 Event Generation 41

4.2.2 Detector Simulation 41

4.2.3 Trigger simulation 42
4.3 Data 解析の方法 43

5 解析結果 **45**
5.1.1 P_T^{jet} 分布 45
5.1.2 $W_{visible}$ 分布 49
5.1.3 Thrust 分布 50
5.2 High $P_T$region 53
5.2.1 $W_{visible}$ 分布 53
5.2.2 Thrust 分布 54

6 まとめ **56**

A 各サブプロセスにおける cross section **57**

図目次

1.1 1 光子反応 2
1.2 2 光子反応 3

2.1 2 光子反応での表記法 7
2.2 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応における可能なプロセス 9
2.3 各プロセスのダイアグラムにおける結合定数 11
2.4 光子におけるパートン分布関数 15
2.5 重心系エネルギーに対する各プロセスの cross section 16
2.6 パートンの P_T に対する各プロセスの cross section 17

3.1 TRISTAN 円形加速器 19
3.2 TOPAZ 検出器の立体図及び断面図 21
3.3 TOPAZ 検出器での座標系 23
3.4 Time Projection Chember 24
3.5 TPC sector 25
3.6 Barrel Calorimeter 26
3.7 Charged track pre-trigger の原理 29

4.1 $E_{visible}$ vs $E_Z balance$ 32
4.2 それぞれの条件での cut の様子 34
4.3 Z_V 分布 (全てのイベント) 35
4.4 Z_V 分布 (陽子を含むイベントを除いた後) 35
4.5 2 光子反応によるイベントの例 1 37
4.6 2 光子反応によるイベントの例 2 38
4.7 実験 data とモンテカルロの比較の流れ図 40

5.1 P_T^{jet}(P_T^{min}= 2.0 GeV) 45
5.2 P_T^{jet}(P_T^{min}= 1.6 GeV) 46
5.3 P_T^{jet}(P_T^{min}= 2.4 GeV) 47

5.4 実験 data とモンテカルロの event ratio 48
5.5 実験 data とモンテカルロの χ^2 49
5.6 $W_{visible}$ 分布 50
5.7 thrust 分布 51
5.8 $W_{visible}$ 分布 ($P_T^{jet} \geq$ 2.5 GeV) 53
5.9 Thrust 分布 ($P_T^{jet} \geq$ 2.5 GeV) 54

表目次

3.1 TOPAZ 検出器を構成する測定器の物質とサイズ 22

4.1 それぞれの条件によって選別されたイベント数 36
4.2 chrged track pre-trigger の条件 42

第 1 章

Introduction

高エネルギー物理学は、物質の究極的構造、及びそれらの間に働く相互作用について研究を行なう学問である。今世紀後半、この分野において様々な発見が成された。その結果、我々が存在する自然界の構造は、現在次のように考えられている。

- 全ての物質は、スピンが 1/2 のフェルミオンによって構成されている。ここでフェルミオンには、+2/3e、−1/3e の分数電荷を持つクォークと、電子やニュートリノなど整数の電荷を持つレプトンがある。中性子や陽子はクォーク 3 つで、中間子はクォークと反クォーク対で構成されている。

- これらの構成要素は、整数のスピンを持つボソンを交換することにより、次の 4 種類の相互作用を行なっている。

  - 重力による相互作用
    最も我々に馴染み深い相互作用である。素粒子の世界においては他の 3 つに比べてはるかに弱いので、通常は無視している。

  - 電磁相互作用
    光子（γ）の交換により行なわれている。この相互作用は、長い距離にわたって作用する。

  - 弱い相互作用
    核子の β 崩壊などにみられる相互作用で、$W^{\pm}$ 粒子や Z^0 粒子の交換により行なわれる。10^{-18} m 以下という非常に短い距離で行なわれる。

  - 強い相互作用
    クォーク同士に働く相互作用で、グルーオンを交換することにより行なわれる。10^{-15} m 以下の短い距離で行なわれる。

このような基本的構造を調べるための実験として、高エネルギー粒子加速器を用いた衝突実験が行なわれている。高エネルギーで実験を行なうのは、可能な限り短い波長の光を用いて高い測定分解能を得ることと、重い質量を持った基本的な物質構成粒子を生成することが目的である。

衝突実験には、特定の粒子（陽子、π 中間子、K 中間子、電子 $\cdots$ ）を加速させた粒子ビームを原子核など固定標的に当てて行なう実験と、ビームとビームを衝突させる実験とがある。現在、高エネルギー物理学研究所（ KEK ）の TRISTAN 加速器で行なわれている衝突実験は、電子（ e^-）と陽電子（ e^+）を用いたビーム・ビーム衝突型の実験である。 e^+ ビームと e^- ビームによる衝突実験では、以下に挙げられるような利点がある。

* ビーム・ビーム衝突型実験は、ビーム・固定標的衝突型実験に比べて、重心系エネルギー（ $\sqrt{s}$ ）の高い実験を行なうことができる。
  （ TRISTAN の場合、$\sqrt{s} = 29(e^+) + 29(e^-) = 58$ GeV である ）

* e^+ と e^- は、ハドロン（陽子、π 中間子、K 中間子 $\cdots$ ）のように複雑な構造を持たない基本的な粒子で、しかも、粒子・反粒子による衝突であるため、反応の始状態がクリアーである。

この e^+e^- 衝突実験により観測される反応には、e^+ と e^- が 1 つの光子を交換して起こる 1 光子反応（図 1.1 (a)、(b)）と、e^+、e^- それぞれから放出された 2 つの光子が相互作用を行なう 2 光子反応（図 1.2）がある。

図 1.1: 1 光子反応

図 1.2: 2 光子反応

今回は、2 光子反応におけるハドロン生成（ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$）についての研究を目的とし、特に、$\gamma$ を放出した後の e^+e^- がどちらもほとんど角度を変えずにビーム軸方向に抜けて行き、そのため測定器に e^+e^- の跡が見えない（ no-tag ）特徴を持つ反応に焦点を絞り、解析を行なった。

No-tag な e^+e^- から放出される γ は質量が 0 に近く、実光子とみなすことができる。そのため、no-tag の $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応は、実光子による $\gamma\gamma$ 散乱に解釈できる。このような $\gamma\gamma$ 散乱は、γ が次のような性質を持つことから、複雑な機構になっている。

a) ポイントライクな性質

通常考えられている γ のふるまいで、電磁場を媒介するゲージ粒子として、基本的な粒子（クォーク、レプトン）と結合する。

この性質についてはよく知られており、QED を用いて計算できる。

b) ハドロン的な性質

γ があたかもハドロン（ vector meson ）のようなふるまいをする。

このような性質は、実光子が含まれる次のような反応で、これまで確認されてきた。

$\gamma p \rightarrow p + hadrons$（ 光生成 ）

$\gamma\gamma \rightarrow hadrons$（ e^+e^- における 2 光子反応 ）

これらのことから、まず a) の性質より考えられる 2 光子反応は、下に示すような γ と γ が直接ポイントライクに相互作用し $q\bar{q}$ を生成するプロセスで、Quark Parton Model （ QPM ）によって説明される。

このプロセスによって発生したイベントは、P_T が高く、ジェット状の構造を持つものが多くなる。（ P_T: 運動量のビーム軸に垂直な方向の成分）

次に b) のハドロン的な性質から考えられる 2 光子反応については、以下に示すようなものがある。

- VDM プロセス

スピン 1、電荷 0 の γ が、同じくスピン 1、電荷 0 の vector meson （ ρ、ω、ϕ $\cdots$）のようにふるまい、それらがソフトに相互作用するプロセス（ Vector Meson Dominance Model ）。このプロセスによるイベントは、P_T の低いものが多い。

これまで、PETRA、PEP 加速器（ $\sqrt{s} \sim 30$ GeV ） [1] - [3] より低いエネルギー領域での実験においては、ハドロン的な性質に由来するプロセスは、VDM のみが考えられてきた。しかし、PETRA、PEP で実験を行なっている PLUTO[1]、CELLO[2]、TPC/2 γ[3] グループが報告した解析結果によると、これらのプロセスより予想される量に比べ、実験 data の方に超過がみられた。

そこでこの超過を説明する新たなプロセスとして、M.Drees と R.M.Godbole により、1990 年、次のプロセスが提案された。[4]

- Resolved プロセス

  これは pp 衝突におけるジェット生成反応と似た機構になっており、γ の内部にクォークやグルーオン（パートンと総称）が含まれ、一方の γ の中のパートンと他方の γ の中のパートンがポイントライクな相互作用を行なうという仮説である。このプロセスによって発生したイベントは、P_T が高くなると予言されている。

Drees 達は更に、TRISTAN のエネルギー領域（ ~ 60 GeV ）においては実験 data の超過がより顕著にみられることを予言し、そのため、この新しいモデルについて検証を行なうのに適していることを指摘した。

そこで、今回、no-tag の $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応の解析を、次のことを目的として行なった。

・従来考えられてきた理論モデルから予想される量に比べ、実験 data にどの程度超過がみられるのか調べる

・その超過を説明するモデルとして、新しく Drees 達によって提案されたモデルはどの程度実験 data を再現できるか検証を行なう

以下、本論文では、第 2 章で no-tag の $e^+e^- \to e^+e^- + hadrons$ 反応についての理論を説明し、第 3 章で TRISTAN 加速器、TOPAZ 検出器等実験装置について説明し、ついで第 4 章で data 解析の方法、第 5 章で解析結果について述べ、最後に第 6 章でこれらをまとめる。

第 2 章

理論

2.1 2光子反応の運動学

前章で述べたように、今回解析した反応は、e^+,e^- から放出された 2 つの γ が相互作用を行なう 2 光子反応におけるハドロン生成反応（$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$）で、その中でも特に、$e^+$,$e^-$ がビーム軸方向に抜けて行き測定器に検出されない（no-tag）ものを選んだ。

図 2.1: 2 光子反応での表記法

no-tag の場合、反応後の e^+,e^- はほとんど角度を変えないので、e^+,e^- の散乱

角 θ_1,θ_2 $\sim$ 0 である（ θ の定義は図 2.1 参照）。ここで、e^+,e^- から放出される γ の q^2 （ q : 移行運動量）は、

$$q^2 = -m_\gamma^2 \propto 1 - \cos\theta$$

という関係があるため、$\theta \sim 0$ の時 $q^2 = -m_\gamma^2 \sim 0$ となる。そこで、e^+,e^- から放出される γ は、ほとんど実光子に近くなる（質量 $m_\gamma \sim 0$）。従って、no-tag な $e^+e^- \to e^+e^- + hadrons$ 反応は、実光子による $\gamma\,\gamma$ 散乱と解釈できる。

この時、$e^+e^- \to e^+e^- + hadrons$ 反応の cross section σ は、次の式で書き表される。

$$\begin{aligned}\sigma(\, e^+e^- \to e^+e^- + hadrons) \;=\;& (\, e^+ \text{から } \gamma \text{ が放出される確率 }) \\ \times\;& (\, e^- \text{から } \gamma \text{ が放出される確率 }) \\ \times\;& \sigma(\, \gamma\gamma \to hadrons)\end{aligned}$$

これを図解したものが下図である。

2.2 2光子反応における可能なプロセス

図 2.2: $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応における可能なプロセス

図 2.2 は、no-tag の $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応での、可能なプロセスについて示したものである。

a) のプロセスは、スピン 1、電荷 0 の γ が、同じくスピン 1、電荷 0 の vector meson （ ρ、ω、$\phi \cdots$ ）に変換し、それらがソフトに相互作用する Vector Meson Dominance Model （ VDM ）である。このプロセスによるイベントは、P_T の低いものが多くみられる。（ P_T: 運動量のビーム軸に垂直な方向の成分）

b) のプロセスは、e^+e^- から放出された γ が直接ポイントライクな相互作用を行なうプロセスである（以下、direct プロセスと呼ぶ）。これは、Quark Parton Model によって記述されるプロセスで、P_T の高い 2 ジェット状のイベントが多くみられると考えられる。

前章でも述べたように、これまでの低いエネルギー領域の実験では、P_T の低い領域に対しては VDM、高い領域に対しては direct という 2 つのプロセスによる寄与が考えられてきた。しかし、エネルギーが高くなるにつれ、これらの direct + VDM モデルから予言される量に比べ、実験 data に超過がみられるようになった。

そこで、この超過を説明する新たなプロセスとして提案されたのが、c)、d) のプロセスである（resolved プロセスと呼ぶ）。これは、e^+e^- から放出された 2 つの γ のうち、片方または両方の γ がハドロン状の構造を持ち、その中のパートン（クォーク、グルーオン）とポイントライクな相互作用を行なうプロセスである。ここで、片方の γ がハドロン的なもの（図 2.2 c)）を 1-resolved、両方の γ がハドロン的なもの（図 2.2 d)）を 2-resolved と呼ぶ。ハドロン状の γ に含まれているパートンのうちポイントライクな相互作用を行なっているもの以外は、スペクテータージェットになってビーム軸方向へ抜けていくと仮定されている。また、2 つのパートン（2-resolved）またはパートンと γ（1-resolved）の相互作用に由来する生成粒子は、高い P_T を持った 2 ジェットの構造になると考えられている。そこで、1-resolved プロセスでは高い P_T の 2 ジェットとビーム軸方向にスペクテータージェットが 1 つ、2-resolved プロセスでは高い P_T の 2 ジェットとスペクテータージェットが 2 つ生成されると考えられる。従って、高い P_T を持つ 2 ジェットのみが生成される direct プロセスに比べて、スペクテータージェットの寄与がある resolved プロセスの方が、全体として丸く球状なイベントになると予想される。

ここで、resolved プロセスは direct プロセスに対して更にバーテックスが付け加わっているため、一見 direct プロセスに高次の補正を行なったプロセスにみえる。しかし、resolved プロセスのダイアグラムにはハドロン的な γ に含まれるパートンの寄与があり、それはパートン分布関数 q^γ で表される。ここで q^γ は、Q^2 に対して対数的に増加する [5]。一方、$\alpha_s \propto 1/\ln Q^2$ であることを考慮すると、

$$q^\gamma(Q^2) \propto \ln Q^2 \propto \frac{1}{\alpha_s(Q^2)}$$

が導き出される。そこで、ハドロン的な γ に含まれるパートンは強い相互作用を行ない、結合定数は α_s であるが、$q^\gamma \propto 1/\alpha_s$ により $q^\gamma \cdot \alpha_s \propto 1$ となる。また、γ は電磁相互作用によって結合するため、ハドロン的な γ と γ 内のパートンとの結合定数は α_{em} である。その結果、図 2.3に示すように、1-resolved、2-resolved プロセ

スの寄与は、共に direct プロセスと等しい α_{em}^4 のオーダーであると考えられる。

今回の解析では、これら3つのプロセスを足し合わせたものを理論モデルとして考えた。

図 2.3: 各プロセスのダイアグラムにおける結合定数

2.3 各プロセスにおける cross section

次に、それぞれのプロセスの cross section について述べる。

2.3.1 VDM プロセス

VDM プロセスの cross section は次式で表される。

$$\sigma_(e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons)^{VDM} = \int f_{e/\gamma}(\bar{E}, x_1)\, dx_1 f_{e/\gamma}(\bar{E}, x_2)\, dx_2\, \sigma_{\gamma\gamma}^{VDM}(W)$$

ここで、$\bar{E}$ はビームエネルギー、x は e^+e^- の運動量に対して γ のもつ運動量の割合である。($x = P_\gamma / P_{e^+,e^-}$)

$f_{e/\gamma}$ は photon flux で、e^+e^- から放出された γ が、e^+e^- に対してそれぞれ x_1 x_2 の割合の運動量を持つ確率である。下式に $f_{e/\gamma}$ を具体的に示す。

$$f_{e/\gamma}(\bar{E}, x) = \frac{\alpha_{em}}{\pi x}\{[1+(1-x)^2](\ln \bar{E}/m_e - \frac{1}{2}) + \frac{x^2}{2}[\ln \frac{2(1-x)}{x} + 1] + \frac{(2-x)^2}{2} \ln \frac{2(1-x)}{2-x}\}$$

式中の m_e は、電子の質量である。

$\sigma_{\gamma\gamma}^{VDM}(W)$ は、e^+e^- から放出された γ が VDM プロセスによって相互作用する cross section で、γ の形状因子 $F(Q^2)$ を用いて

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{VDM}(W) = \sigma(W^2)F(Q_1^2)F(Q_2^2)$$

と書き表すことができる。$F(Q^2)$ については、Generalized VDM （ GVDM ） [6] によるものを用いた。今、γ は実光子なので $Q^2 = 0$ である。このとき $F(Q^2 = 0) = 1$ になるため、$\sigma_{\gamma\gamma}^{VDM}(W) = \sigma(W^2)$ となる。ここで $\sigma(W^2)$ は、これまで行なわれた実験によると $3 \leq W \leq 10$ GeV で 240～ 420 nb となっているが [2][3][7]、今回 Rosner [8] による、

$$\sigma(W) = 240 + 270/W \ (nb)$$

という値を用いた。

e^+e^- が no-tag な場合、放出される γ の方向はほぼビーム軸方向になる。従って、VDM プロセスによるイベントは、ビーム軸方向に放出された γ がソフトに相互作用するため、P_T の低いものが非常に多くなると予想される。そこで、VDM プロセスの cross section の P_T 分布は P_T に対して指数関数的な形をとり、

$$\frac{d\sigma}{dP_T^2} \propto \exp^{-\alpha P_T^2}$$

と仮定した。α の値は実験によると $2 \sim 6$ GeV^{-2} であるが、今回は $\alpha = 4.0$GeV^{-2} とした。

$W \geq 2$GeV の領域について、この $\sigma(W) = 240 + 270/W$ (nb)、$\alpha = 4.0$GeV^{-2} の値を代入すると、

$$\sigma_{(}e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons)^{VDM}(W \geq 2\text{GeV}) = 10.3\,nb$$

$$(\sqrt{s} = 58 \text{ GeV})$$

である。

2.3.2 Direct、resolved プロセス

Direct と resolved プロセスについては、M.Drees と R.M.Godbole によって与えられた次の式を用いた。[4]

$$\sigma = \int_{P_T \geq P_T^{min}} f_{e/\gamma}(\bar{E}, x_1)\, dx_1 f_{e/\gamma}(\bar{E}, x_2)\, dx_2\, q^{\gamma}(Q^2, x_3)\, q^{\gamma}(Q^2, x_4)\, dx_3\, dx_4 \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{dP_T^2}(\hat{s}, \hat{t}, Q^2)\, dP_T^2$$

$$\hat{s} = x_1 x_2 x_3 x_4 s$$

ここで $\alpha_s = 12\pi \,/\, \{(33-2N_f) \ln Q^2/\Lambda^2\}$ を計算する際、スケーリングパラメーター $Q^2 = P_T^2$ （ parton の P_T）、カットオフパラメーター $\Lambda = 0.4$ GeV、フレーバーの数 $N_f = 4$ とした。

x_1,x_2 は e^+e^- の運動量に対して γ のもつ運動量の割合、x_3,x_4 は γ に対してパートンのもつ運動量の割合である。（$x_{1,2} = P_\gamma / P_{e^+,e^-}$、$x_{3,4} = P_{parton}/P_\gamma$ ）

$q^\gamma(Q^2,x)$ は γ の中におけるパートン分布関数で、direct プロセスの場合 q^γ はデルタ関数になる。(1-resolved の場合は片方の q^γ がデルタ関数になる) q^γ については様々なモデルがあるが、それらのクォーク分布関数を図 2.4(a) に、グルーオン分布関数を図 2.4(b) に示す。ただし、この分布は q^γ そのものではなく、クォークについては γ の形状を表す $F_2^\gamma(x)$ (光子構造関数、$F_2^\gamma(x) = 2x\sum e_q^2 q^\gamma(x)$) を α で割ったもの、グルーオンについては $xq^\gamma(x)/\alpha$ についての分布である。

図 2.4: 光子におけるパートン分布関数

この分布を見ると、特にグルーオン分布関数がモデルによって違った分布であるのが分かる。今回は、Drees と Grassie によるパラメトリゼーション (DG)

[9] を使用した。

$\hat{\sigma}$ は、サブプロセスの cross section である。サブプロセスとは、最終的に行なわれる γ や γ の中に含まれるパートンによる相互作用のことで、direct プロセスには 1 種類、1-resolved プロセスには 2 種類、2-resolved プロセスには 8 種類のプロセスが考えられる。cross section の計算を行なう際、u、d、s クォークについては質量を 0 とし、c クォークについては終状態が $q\bar{q}$ になるサブプロセスの場合に質量を入れた計算を行なった。具体的な式を付録 A に示す。

Resolved モデルで、ハドロン的な γ より生成されるスペクテータージェットについては、γ に対して $(1-x)$ の割合の運動量を持ってビーム軸に抜けて行くと仮定した。

実際の cross section の計算は、α_S、α_{em} による展開を用いた摂動の計算が行なわれている。α_{em} は全ての積分範囲において摂動を行なうのに十分小さな値（$\alpha_{em} \ll 1$ ）である。しかし、α_S は $Q^2 = P_T^2$ より $\alpha_S \propto 1/\{\ln P_T^2\}$ の関係が導かれ、P_T の小さい領域では α_S の値が大きくなり摂動を用いることができない。そこで、積分は $P_T \geq P_T^{min}$ の領域で実行した。P_T^{min} は free parameter で、実験 data に合うように設定した。（第 5 章に結果を示す）

次に、このような式を用いて実際に cross section を計算した結果を示す。

図 2.5: 重心系エネルギーに対する各プロセスの cross section

図 2.5 は、重心系エネルギー $\sqrt{s}$ に対する、各サブプロセスの cross section である。（パートンの P_T の値は 3 GeV に設定した）図中における sum は、direct と 1-resolved、2-resolved を足し合わせたものである。

この図より、TRISTAN の重心系エネルギー（ ~ 60 GeV ）においては、他の低いエネルギーの場合に比べて、σ_{direct} と σ_{sum} の差が大きくなるのが分かる。

図 2.6: パートンの P_T に対する各プロセスの cross section

また、図 2.6 は、重心系エネルギー $\sqrt{s} = 58$ GeV において、パートンの P_T を変化させたときの cross section の変化である。この分布の P_T の高い領域についてみてみると、

$$\sigma_{sum} \sim \sigma_{direct} \times 2 \sim 3$$

となっている。

従って、従来は P_T の高い領域で $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応を説明する理論モデルとして、direct プロセスの寄与のみが考えられてきたが、もし resolved プロセスの寄与があるとすると、従来考えられた量よりも 2~3 倍多く実験 data が観測されると予想される。これは、第 1 章で述べたような実験 data の超過傾向と一致する予言である。

第 3 章

実験装置

3.1 TRISTAN 加速器

TRISTAN は、高エネルギー物理学研究所（ KEK ）にある e^+e^- 衝突型円形加速器で、 e^+e^- 衝突によって新たに生成される粒子等について詳しく研究するために作られた。概形を図 3.1に示す。

TRISTAN は線形加速器（LINAC）、蓄積リング（AR）、主リング（MR）の 3 つの部分で構成されている。LINAC の長さは 400m 、AR 、MR の直径はそれぞれ約 370m 、約 3km 、である。

衝突実験を行なうには、まず電子、陽電子を LINAC で 2.5 GeV まで加速し、AR に入射する。次に、AR で 8.0GeV まで加速を行ない、MR に入射する。最後に、MR で電子、陽電子それぞれ約 29GeV まで加速し、衝突実験を行なう。

e^+e^- 衝突は、MR に設けてある大穂、筑波、富士、日光の 4 ヶ所の実験室で起こるように操作されている。現在は、大穂、筑波、富士の 3 ヶ所の実験室に、それぞれ AMY 、TOPAZ 、VENUS 検出器が設置されており、実験室ごとに e^+e^- 衝突実験の data 収集 及び、解析を行なっている。

TRISTAN 実験は、1986 年秋に、重心系エネルギー 50 GeV で始められた。その後、重心系エネルギーは次第に高められ、1989 年には最も高い 61.4 GeV に到達した。1990 年の春からは、重心系エネルギーを少し低めの 58.0 GeV に設定し、高ルミノシティーでの実験へと転換され、現在も収集が行なわれている。

今回解析で用いた data は、高ルミノシティー実験でのものである。

図 3.1: TRISTAN 円形加速器

3.2 TOPAZ 検出器

前述した通り、TRISTAN MR には 4 つの実験室があり、3 つの実験グループ（AMY、TOPAZ、VENUS）が研究を行なっている。奈良女子大学は、その中の TOPAZ グループに属しており、今回 TOPAZ 検出器より収集された data を用いて、解析を行なった。

TOPAZ 検出器は、MR の北東に位置する筑波実験室内に置かれている。
図 3.2 に TOPAZ 検出器の立体図、及び断面図、表 3.1 に TOPAZ 検出器を構成する各測定器についてまとめたものを示す。

TOPAZ 検出器には、ビームパイプを中心に、荷電粒子の飛跡を測定する vertex chamber （VTX）、trigger chamber （TCH）、time projection chmber （TPC）があり、その周りに粒子の飛行時間を測定する time of flight counter （TOF）が設置されている。これらの測定器は超電導磁石内にあり、 1 Tesla の磁場がかけられている。磁石の外側には barrel drift chamber （BDC）と barrel calorimeter （BCL）がある。 calorimeter は、電子や γ のエネルギー測定を行なう装置である。TOPAZ 検出器のエンドキャップ方向には、ビームパイプ付近の電子や γ のエネルギー測定を行なう forward calorimeter （FCL）、エンドキャップ方向の電子、γ のエネルギー測定を行なう endcap calorimeter （ECL）、ECL と BCL とのすき間に配値された ring calorimeter （RCL）、荷電粒子の飛跡を測定する endcap drift chamber （EDC）、ルミノシティーを測定する luminosity monitor （LUM）が置かれている。TOPAZ 検出器の外側には、μ 粒子の検出用に barrel muon chamber （BMU）、end cap muon chamber （EMU）が設置されている。

今回の解析において使用した測定器は、TPC、BCL、及び ECL である。以下それぞれについて述べる。

また、TOPAZ 検出器での座標系は、図 3.3に示す通りである。

図 3.2: TOPAZ 検出器の立体図及び断面図

Compornents	Material and Size	Measured Performance
Magnet	2.9 m(ϕ) $\times$ 5m(L),0.7X_0	B = 1.0 T
beam pipe	0.2m(ϕ) 1.8mm-thick Al	
TCH	Cylindrical 8 layers	$\sigma_{r\phi}$ = 250μm
TPC	2(Z) $\times$ 8 sectors 175 wires, 10 pad lows / sector 512 pads / sector 364 < r < 1090 mm,L = 2.2 m	$\sigma_{r\phi}$ = 206μm σ_Z = 335μm $\sigma_{dE/dx}$ = 4.6% $\sigma_{P_T}/P_T = \sqrt{(1.5P_T)^2 + 1.6^2}$ %
TOF	64 plastic scinti. (BC412) $\lvert\cos\theta\rvert$ < 0.85	σ_{time} = 210ps
BCL	Pb-glass (SF6W),20 X_0 4300 blocks $\lvert\cos\theta\rvert$ < 0.848	$\sigma_E/E = \sqrt{(8.0/\sqrt{E})^2 + 2.5^2}$ % σ_θ = 0.38°
ECL	Pb-PWC sandwich 18 X_0 thick 0.848 < $\lvert\cos\theta\rvert$ < 0.978	σ_E/E = 6.7 % (for 25-30 GeV electron) σ_θ = 0.7°
BMU	3 layers (rϕ) + 1 layers (Z) $\lvert\cos\theta\rvert$ < 0.75	$\sigma_{r\phi}$ = 1mm

表 3.1: TOPAZ 検出器を構成する測定器の物質とサイズ

図 3.3: TOPAZ 検出器での座標系

3.2.1 Time Projection Chamber(TPC)

Time projection chamber は、TOPAZ 検出器の主要な検出器である。TPC は荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再現することができる。また、エネルギー損失 (dE/dx) の測定より、粒子の識別も可能である。TPC の模式図を図 3.4 に示す。

図 3.4: Time Projection Chember

TPC の内径、外径は それぞれ、0.3m 、1.10m で、ビーム軸方向 (Z 軸方向) の測定可能領域は約 2m である。TPC は 各エンドキャップ側に 8 個ずつある マルチワイヤー プロポーショナルチェンバーの集合体 (セクター、図??) と、円筒形の圧力容器とで構成されている。

各セクターには 175 本のアノードセンスワイヤーと、175 本のフィールドセンスワイヤーがあり、通常、それぞれのワイヤーに +1970V 、+200V の電圧がかけられている。また、セクターのカソード面は、10 列に分割された 512 個のパッドから成る。

圧力容器は Glass Fiber Reinforced Plastic (GFRP) で出来ており、90% Ar と 10 % CH_4 の混合ガスが 3.5 atm の圧力で満たされている。

荷電粒子が通過すると、その 飛跡に沿ってガスがイオン化され、電子が生じる。電子は、central membrane と fine field cage によって作られた電場 (353V/cm)

図 3.5: TPC sector

のために、ビーム軸に平行に 5.3cm/μsec の速さで、エンドキャップの方へドリフトする。電子の横の拡がりを抑えるために、電場に平行に 1 Tesla の磁場がかけられている。ドリフトしてきた電子は、センスワイヤー付近で電子雪崩を起こし、大量のイオンがパッドに電気的なシグナルを生じさせる。パッドシグナルの位置とタイミングより、通過粒子の 飛跡を三次元的に知ることが出来、ワイヤーからのシグナルより dE/dx を測定できる。また、TPC 内には 1 Tesla の磁場がかかっているため、荷電粒子は曲線を描く。この曲率から運動量を求めることが出来る。

測定の位置分解能は $\sigma_{xy} = 185\mu m$ 、 $\sigma_z = 335\mu m$ で、運動量の分解能は、

$$\sigma_{P_T}/P_T = \sqrt{(1.5P_T)^2 + 1.6^2}\ \%$$

dE/dx 分解能は $\sigma_{dE/dx} = 4.6\%$ である。

3.2.2 Barrel Calorimeter(BCL)

Barrel calorimeter （BCL）は、バレル方向に飛来した 電子や γ のエネルギーと方向を測定する電磁カロリーメーターである。BCL の概形を図 3.6 に示す。

BCL は、4300 個の鉛ガラスカウンターから出来ている。Z 方向の長さが 5.6 m 、内径 1.8 m の円筒形をしており、$|\cos\theta| < 0.85$ の範囲をカバーしている。

電子または γ が BCL に到達すると、鉛ガラスの中で電磁シャワーを起こし、吸

図 3.6: Barrel Calorimeter

収される。このシャワープロセスで、鉛ガラスからチェレンコフ光が放射され、それが光電子倍増管に検出される。

測定のエネルギー分解能は、

$$\sigma_E/E = \sqrt{(8.0/\sqrt{E})^2 + 2.5^2}\ \%$$

角度分解能は、$\sigma_\theta = 0.38^\circ$ である。

3.2.3 Endcap Calorimeter(ECL)

Endcap calorimeter （ECL）は、TOPAZ 検出器の両端に位置するガスサンプリング型の電磁カロリーメーターである。

3 4 層のプロポーショナルプラスチックチューブが 2~3mm 厚さの鉛アブソーバーに挟まれて出来ている。衝突点から Z 方向に ±1.7 m の位置にあり、$0.82 < |\cos\theta| < 0.95$ の範囲をカバーしている。

電子または γ が ECL に入射されると、鉛の層によって電磁シャワーを起こし、指数関数的に粒子を増やしていく。このシャワー中の電子が、プロポーショナルチューブに与えるエネルギー損失を計測することにより、入射粒子のエネルギーが測定される。

測定のエネルギー分解能は、ビームエネルギーが 25~ 30 GeV で $\sigma_E/E = 6.7$ % 、角度分解能は、$\sigma_\theta = 0.7^\circ$ である。

3.3 Trigger system

3.3.1 Trigger system の構成

前節までに述べてきたように、TRISTAN 加速器において e^+e^- を加速、衝突させ、新たに生成した粒子を TOPAZ 検出器を用いて検出を行なっているが、実際の実験では、ビーム・ガス、ビーム・パイプ、宇宙線等によるイベントが非常に多く発生している。この膨大な background イベントから、できるだけ効率良く、物理的に興味のあるイベントを選び出す役割を果たすのが、Trigger system である。

Trigger を行なう rate は、data 収集に要する時間（ dead time ）と密接な関わりがあるが、dead time 率を 10% 以内にするためには、trigger rate を約 3 Hz 以下に抑えなくてはならない。このような効率の良い trigger を実現するためには、TPC での 飛跡情報が必要となる。しかし、ビームの衝突時間が 5 μs に対し、TPC で trigger を決定するためには、電子のドリフト時間等により約 30 μs 要するので、dead time 率が非常に大きくなる。従って、trigger 決定は、TPC trigger の前段階に行なわれる pre-trigger （ $\sim$1.7μs 以内 ）と、次に、data 収集開始のための TPC trigger の 2 つのステップで行なっている。

Pre-trigger には、energy trigger と charged track pre-trigger の 2 種類がある。Energy trigger は、BCL、ECL 等カロリーメーター系からの情報を基に行なわれ、TPC の 飛跡の有無に関わらず、最終の trigger 決定信号となる。（ forced trigger ）

一方、charged track pre-trigger は、TCH と TOF の情報を組み合わせ、飛跡を認識して行なわれる。この triger は、まだ数十 Hz にも達するので、次に TPC trigger を行ない、trigger rate を下げている。

今回、2 光子反応によるイベントを用いて解析を行なったが、このイベントは P_T の低いもの（ P_T: 運動量のビーム軸に対して垂直な方向の成分）が多いため、特に charged track pre-trigger の条件によって、収集される data の量に影響がみられると思われる。そこで、実験 data と理論を比較する際、charged track pre-trigger についても考慮した。

以下、この charged track pre-trigger について述べる。

3.3.2 Charged track pre-trigger

Charged track pre-trigger は、TCH と TOF の情報から r-ϕ 平面での粒子の飛跡を探り、そこに衝突点付近から発生し、TPC を貫通するような高い運動量を

持つ荷電トラックがあった時に行なわれる trigger である。

TCH のセンスワイヤーは、r-ϕ 平面内で 64 個のセクターに分割されている。各セクターは、それぞれ 8 層 24 個のセルにより構成されている。各セクターの信号は、トラックファインダーに送られ、この中のメモリーにあらかじめ書き込まれている 飛跡のヒットパターンと、実際に読み込まれたヒットパターンを比較して、そこのセクターに 飛跡があるかどうか判断する。トラックファインダーの 64 個の出力は、隣合う 2 つのセクターで論理和をとり、32 個の出力にまとめられている。一方、TOF では、64 個のカウンターのヒット信号が隣どうしで論理和がとられ、32 個の信号になっている。

この TCH と TOF からの情報を組み合わせ、衝突点付近から発生し、TCH、TPC を通った後 TOF に到達したと判断できる荷電トラックを探す。(図 3.7(a))

ここで、TCH と TOF を組み合わせる条件によって、受け入れる荷電トラックの P_T の最小値が決定される。この条件は、ビームの状態によって変更されるが、今回解析を行なった 2 光子反応によるイベントは P_T の低いものが多いため、条件の値によって収集される data の量に影響が出ると考えられる。

次に、このようにして見つけられた荷電トラックについて、ある角度以上離れた荷電トラックが 2 本以上存在するとき trigger が行なわれる。(図 3.7(b)) ここで、この角度についても、ビームの状態等によって決定される。

図 3.7: Charged track pre-trigger の原理

第 4 章

Data 解析

4.1 Event selection

$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応の解析を行なうために、TOPAZ 検出器より収集された実験 data の中から、no-tag の $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応の特徴を持つイベントを選び出す作業を行なった。(event selection)

荷電粒子の情報は TPC から、中性粒子の情報は BCL、ECL から得られるが、検出器には、それぞれ精度良く検出できる範囲が限られているので、その範囲内にあるものを用いることにした。また、測定される粒子のうち、e^+e^- 衝突に由来しないものは、background として、削除することにした。

そこで、これから行なう解析は、次の条件を満たす粒子を用いて行なった。

- 荷電トラック (TPC)
  - $R_{closest} \leq 4\text{cm}$
  - $|Z_{closest}| \leq 15\text{cm}$
  - $0.02 \leq |\cos\theta| \leq 0.83$
  - $P_T \geq 0.15$ GeV

  $R_{closest}$、$Z_{closest}$ はそれぞれ荷電トラックの R 方向と Z 方向の衝突点に対する最小距離である。$R_{closest}$、$Z_{closest}$ の条件より、衝突点より発生した荷電トラックを選んだ。
  θ は荷電トラックのビーム軸に対する角度で、荷電トラックが TPC 内に入ることを要求し (≤ 0.83)、かつ、TPC の central membrane に飛来した荷電トラックは使用しないことにした。(≥ 0.02)
  P_T は運動量をビーム軸に垂直な平面に射影したものである。$P_T = 0.15$ GeV

は荷電トラックが TPC 内でカールせずに TOF に到達できる最小の値である。

- 中性クラスター (BCL ,ECL)
  - BCL 内のクラスター
    - $|\cos\theta| \leq 0.83$
    - $E_{cluster} \geq 0.3GeV$
  - ECL 内のクラスター
    - $0.85 \leq |\cos\theta| \leq 0.97$
    - $E_{cluster} \geq 0.3GeV$

ここで θ は、クラスターのビーム軸に対する角度である。θ の条件により、それぞれの検出器内にあるクラスターを選んだ。また、クラスターのエネルギーが 0.3 GeV よりも大きいもののみを用いることにした。
ECL については、検出器の中にノイズの多いチャネルがあるので、そのチャネルは除き、energy scale を calibration し直してから使用した。

4.1.1 Pre-strip

TOPAZ 検出器で収集された data は非常に多量である。そこで、計算時間を減らし、かつ data を扱いやすくするために、ゆるやかな条件で 2 光子反応によるイベントの選別を行ない、選ばれたサンプルを CTL （カートリッジテープ）に貯める、という作業を行なった。（ pre-strip ）

以下、その条件を示す。

1. 荷電トラックの本数 ≥ 4
2. visible energy ≤ 30 GeV

1 の条件により、$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ の様な QED タイプの反応を除いた。

次に、1 光子対消滅反応によるイベントは、e^+e^- のエネルギーが全て反応に使われるので、生成される粒子のエネルギーの総和（ visible energy ）が高くなるのに対し、2 光子反応によるイベントは e^+e^- から放出された γ と γ が反応するので、visible energy は低いと考えられる。そこで、2の条件により、1 光子対消滅反応によるイベントを落した。（図 4.1参照）

ここで visible energy の計算は、TPC 内の荷電トラックと、BCL、ECL 内のクラスターのエネルギーをたし合わせて行なった。

図 4.1: $E_{visible}$ vs $E_Z balance$

4.1.2 Main-strip

次に、 pre-strip によって選ばれたサンプルを用いて、 no-tag の $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応の特徴を持つイベントを選別した。 (main-strip)

no-tag の 2 光子反応によるイベントの特徴として、次のものが挙げられる。

・ no-tag である

e^+e^- がビーム軸方向に抜けて行くので、測定器に e^+e^- の跡がみられない

・ 2 光子反応によるイベントである

e^+e^- から放出された 2 つの γ が反応するため、生成された粒子の系における静止質量 ($W_{visible}$) が小さい

また、ビーム・パイプやビーム・ガスによる反応でなく、ビーム・ビームの相互作用による反応を選び出すことなどを考え合わせて、以下の条件で main-strip を行なった。 (それぞれの条件による選別の様子を図 4.2 に示す)

1. vertex point を求める

   - $\chi^2 \equiv \sum_i \frac{(x_1 - \bar{x_i})^2}{\sigma_i^2} \leq 13$
   - $R_V \leq 2cm$
   - $\mid Z_V \mid \leq 2.5cm$

2. $2GeV \leq W_{visible} \leq 15GeV$

3. $\mid$ 荷電トラックの電荷の総和 $\mid \leq 2e$

4. $\mid$ 荷電トラックの P_T の総和 $\mid \leq 2.5GeV$

5. 最も高いクラスターのエネルギー $\leq \frac{1}{4} \times$ ビームエネルギー

6. 陽子を含むイベントをおとす

   （ただし反陽子が含まれる場合は受け入れる）
   ここで、陽子または反陽子の識別は、次に述べるような方法で行なった。

   (a) 運動量 $P \leq 1.0GeV$、かつ TPC の $\chi_{proton} \leq 9$

   (b) $P \geq 0.62GeV$、かつ $dE/dx \geq 8.0GeV/cm$

   (a)、または (b) の条件を満たすもので、電荷が $+$ のものを陽子、$-$ のものを反陽子とした。

1の条件により、vertex point が衝突点付近にあるものを選び出した。

2の条件で、$W_{visible}$ の下限値により resonance を除き、上限値により、1 光子対消滅反応によるイベントを除いた。

3、4 の条件で、観測されていない粒子が多く含まれるイベントを落した。

5 の条件は、e^+e^- を no-tag にするための条件で、この条件により、e^+e^- から放出される γ のエネルギーが、7.5 GeV 以下のものを選んだ。

6 の条件は、ビーム・ガスイベントを除くために導入された。2 光子反応によるイベントは、低いエネルギー領域で起こるため、ビーム・ガスイベントと、形の上では区別がつきにくい。しかし、2 光子反応によるイベントは、ビーム・ビーム

図 4.2: それぞれの条件での cut の様子

の相互作用で起こるのに対し、ビーム ·ガスイベントは、ビーム と ビームパイプ内にある物質（原子核）との相互作用によるイベントである。そこで、ビーム ·ガス 反応だと、原子核内の陽子がイベント内に含まれやすい、と思われることと、2 光子反応では、1 GeV も質量のある陽子はなかなか作られにくいことを考え合わせて、陽子を含むイベントはビーム ·ガスイベントとみなして落すことにした。但し、ビーム ·ガス反応には反陽子は含まれないため、反陽子を含んでいるイベントについては、陽子を含んでいてもそのイベントは削除の対象から外した。

図 4.3 に陽子を含むイベントを除く前の Z_V 分布、図 4.4に陽子を含むイベントを除いた後の Z_V 分布をそれぞれ示す。

図 4.3: Z_V 分布 (全てのイベント)

図 4.4: Z_V 分布 (陽子を含むイベントを除いた後)

図 4.3 より、陽子を含むイベントが Z 軸に対して一様に分布する様子がわかる。図 4.4 は、それら陽子を含むイベントを差し引いたものであるが、それでも完全にビーム・ガス background は除かれていない。そこで、 Z_V 分布の side-band の部分を用いて全体の background を推定する方法をとった。（次節参照）

本解析で用いた実験 data は、 1989 年から 1992 年に TOPAZ 検出器より収集されたもので、積分ルミノシティーの値が $\int L\,dt = 89.3pb^{-1}$、重心系のエネルギーが $\sqrt{s} = 58$ GeV である。（ルミノシティー : data の量を表すもので、$\int L\,dt \times \sigma = N_{event}$ という関係が成り立つ）

実験 data から各条件によって順々に選別されたイベント数について、表 4.1 にまとめた。上記の条件で選ばれた最終的なサンプル数は、 34,684 イベントである。

条件	イベント数
pre-strip によって選別されたもの	225776
$\chi^2 \leq 13$	204924
$R_V \leq 2cm$	157871
最も高いクラスターのエネルギー $\leq \frac{1}{4} \times$ ビームエネルギー	157756
$\mid$ 荷電トラックの電荷の総和 $\mid \leq 2e$	127049
$\mid$ 荷電トラックの P_T の総和 $\mid \leq 2.5GeV$	123387
陽子を含むイベントをおとす	72319
$2GeV \leq W_{visible} \leq 15GeV$	45829
$\mid Z_V \mid \leq 2.5cm$	34684

表 4.1: それぞれの条件によって選別されたイベント数

また、実験 data より選ばれた 2 光子反応によるイベントサンプルの例を、図 4.5、図 4.6 に示す。

図 4.5: 2 光子反応によるイベントの例 1

図 4.6: 2 光子反応によるイベントの例 2

4.1.3 Background estimation

前述したような条件で、no-tag の $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応によるイベントを選別したが、実験 data には、2光子反応と似た特徴を持つ次の反応によるイベントが background として含まれている。

1. ビーム・ガス
2. $e^+e^- \rightarrow hadrons$
3. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \tau^+\tau^-$
4. $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

1については、図4.4 の side-band の部分を、2、3、4については各反応ごとにモンテカルロシュミレーションを行ないイベントを発生させたものをそれぞれサンプルとし、実験 data と同じ条件で event selection を行なった。
この結果推定される background の量を、以下に示す。

ビーム・ガス	$\sim$ 5060 events	14.6 %
$e^+e^- \rightarrow hadrons$	$\sim$ 340 events	1.1 %
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \tau^+\tau^-$	$\sim$ 120 events	0.3 %
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\sim$ 0.5 events	0.0 %
		合計 16.0 %

これ以降に示す実験 data の分布は全て、これらの background の分布を、それぞれ bin ごとに差し引かれたものである。

4.2 Monte-Carlo simulation

第 2 章で述べた理論による予想を、測定器の検出効率を考慮したうえで、実験 data と比較するために、モンテカルロシュミレーションを行なった。

モンテカルロシュミレーションは、大きく分けて Event generation 、TOPAZ detector simulation の 2 つのステップで行なった。また、2 光子反応によるイベントは charged track pre-trigger の条件によって影響を受けるため、trigger simulation も行なった。

実験 data とモンテカルロの比較方法を、図 4.7 に示す。

図 4.7: 実験 data とモンテカルロの比較の流れ図

4.2.1 Event Generation

今回、2.2節で説明した理論式に基づいて、event generationを行なった。event generationは、3つのプログラムBASES、SPRING [10]、JETSET 6.3 [11]を用いて3段階で行なった。

BASESは、運動学的に与えられた領域でcross sectionの積分を実行するプログラムである。このプログラムで、各プロセス毎のcross sectionの値を求めた。

次に、BASESで得られた計算結果に基づいて、SPRINGでパートンを発生させた。

最後に、SPRINGで発生させたパートンを、JETSET 6.3を用いてハドロン化させた。パートンをハドロン化させる方法はString Fragmentation (SF)を用いている。この方法では、始状態のパートンと終状態のハドロンは次の式によって、関係づけられている。

$$f(z) \propto \frac{1}{z}(1-z)^a \exp(-\frac{bm_T^2}{z})$$

ここで、zはパートンに対してハドロンが持つ$E+p_L$（エネルギーとパートンが発生した方向の運動量の和）の割合で、$f(z)$は、ハドロンが割合zを持つ確率の分布関数である。式中のa、bは変数である。また、ハドロンのp_T（パートンが発生した方向に垂直な方向の運動量）の確率分布については、次に示すガウス分布に従うと仮定している。

$$f(p_T) \propto \exp(-\frac{p_T^2}{2\sigma_q^2})$$

ここで、σ_qは、変数である。今回の解析で用いた各変数の値は、以下の通りである。

$$\begin{aligned} \sigma_q &= 0.4 \text{ GeV} \\ \text{a} &= 1.0 \\ \text{b} &= 0.7 \text{ GeV}^{-2} \end{aligned}$$

(default values)

4.2.2 Detector Simulation

実際の粒子は、測定器を通して検出されるため、測定器から様々な影響を受け、エネルギー損失や制動輻射などを起こしている。また、測定される範囲も測定器に

よって限定されている。そこで、generate されたイベントを、測定器を通して検出されたように simulate するため、TOPAZ simulator に通した。

TOPAZ simulator は、TOPAZ 検出器と同じ物質構造になる様に設計されており、この simulator を通すことにより、TOPAZ 検出器を通して検出された様な効果を与えることができる。電磁シャワーは Electron Gamma Shower(EGS)[12] コードを用いて、原子核との相互作用は GHEISHA[13] コードを用いて simulation を行なっている。

4.2.3 Trigger simulation

2 光子反応によるイベントは、これまでにも述べてきた様に、charged track pre-trigger の条件によって data 収集の効率（$\eta^{trigger}$）に影響を受けやすいと考えられている。従って、simulator を通ったイベントについて、charged track pre-trigger の条件を考慮した trigger simulation を行なった。

ここで、charged track pre-trigger の条件は、第 3 章で述べた様に、

1. 1 本のトラックについて、P_T の値がある値（$P_T^{threshold}$）よりも大きいこと
2. その様なトラックが、ある角度（θ_{wide}）以上離れて 2 本以上存在すること

である。この条件は常に一定ではなく、ビームの状態等によって変化している。表 4.2 に、今回用いた data を収集する時の条件についてまとめたものを示す。

$P_T^{threshold}$	θ_{wide}	$\eta^{trigger}$		$\int L\,dt$
		$W_{visible} < \sim 5$ GeV	$W_{visible} > \sim 5$ GeV	(pb^{-1})
~ 0.7 GeV	34°	$\sim 35\%$	$\sim 90\%$	21.16
	79°	$\sim 52\%$	$\sim 92\%$	0.39
~ 0.3 GeV	56°	$\sim 81\%$	$\sim 94\%$	34.82
	101°	$\sim 90\%$	$\sim 95\%$	32.82

表 4.2: chrged track pre-trigger の条件

そこで、モンテカルロと実験の比較を行なうために、実験と同じ条件になるように設定して trigger simulation を行なった。

4.3 Data 解析の方法

前述したような方法で実験 data とモンテカルロそれぞれについて $e^+e^- \to e^+e^- + hadrons$ の event selection を行ない、そのイベントを用いて解析を行なった。

解析は、まず初めに、e^+e^- 重心系から、観測されるハドロンの重心系（$W_{visible}$ 静止系）に移行した。この系は、e^+e^- から放出した $\gamma\ \gamma$ の重心系と、ほぼ同等とみなすことができる。

次に、この $W_{visible}$ 静止系で、観測されるハドロンの jet 軸を求めた。この jet 軸は、$\gamma\gamma$ が反応して初めに生成されたクォークの方向と考えられる。jet 軸は、次式で定義される $Thurust$ を用いて決めた。

$$Thrust\ =\ \max_{\hat{n}} \frac{\sum_i |\boldsymbol{P}_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i |\boldsymbol{P}_i|}$$

上式の中にある単位ベクトル $\hat{n}$ で決まる直線を、jet 軸とした。

今回、$e^+e^- \to e^+e^- + hadrons$ のイベントは全て、2 jets であると仮定した。ここで jet の clustering は、$Thrust$ 軸に垂直な平面で 2 つの jet に分ける、という方法を用いた。

このようにして分けられた 2 つの jet のうち、どちらか片方の jet についてその中の全ての粒子の運動量をたしあわせ、たしあわせた運動量のビーム軸に対して垂直な方向の成分を、

$$P_T^{jet}\ \equiv\ |\sum \boldsymbol{P}_i^T|$$

と定義した。今、no-tag なので、ビーム軸と $\gamma\gamma$ 軸はほぼ同一である。従って、P_T^{jet} は jet の運動量の $\gamma\gamma$ 軸に対して垂直な方向の成分と考えられる。

観測されたハドロンの $W_{visible}$、$W_{visible}$ 静止系での $Thrust$、P_T^{jet} の計算は全て、TPC 内の荷電粒子と、カロリーメーター内の中性粒子を用いて行なった。

今回、主として、この $W_{visible}$、$Thrust$、P_T^{jet} 分布を用いて解析を行なった。

第 5 章

解析結果

本章では、前章までに述べてきた方法で 2 光子反応によるイベントを選別し、解析を行なった結果を示す。

5.1.1 P_T^{jet} 分布

下に示す分布は、 43 ページで定義した P_T^{jet} 分布である。

図 5.1: P_T^{jet}(P_T^{min}= 2.0 GeV)

この図をみると、direct のみ、または従来行なわれてきた direct + VDM モデルでは、実験 data を再現できないことが分かる。特に、P_T^{jet} が 2GeV より高い領域では direct + VDM モデルに比べて実験 data の方が 1.5 ~ 3.5 倍多くなっている。

しかし、direct、 VDM に、更に resolved を加えると、実験 data とモンテカルロはよく一致するようになる。

ここで、direct 、 resolved を発生させる際に、下式を用いた。

$$\sigma = \int_{P_T \geq P_T^{min}} f_{e/\gamma}(x_1)\, dx_1 f_{e/\gamma}(x_2)\, dx_2\, q^{\gamma}(Q^2, x_3)\, q^{\gamma}(Q^2, x_4)\, dx_3\, dx_4 \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{dP_T^2}(\hat{s}, \hat{t}, Q^2)\, dP_T^2$$

この式の中にある P_T^{min} は、摂動を用いた計算を適応させることのできる最小の P_T の値で、free parameter である。

図 5.1は、P_T^{min} = 2.0 GeV に設定したときの分布であるが、次に、P_T^{min} の値を 1.6 GeV、2.4 GeV と上下に変化させると、分布がどの様に変化するか調べた。

図 5.2: P_T^{jet}(P_T^{min}= 1.6 GeV)

図 5.2 は、P_T^{min} = 1.6 GeV のときの P_T^{jet} 分布である。

この分布をみると、実験 data とモンテカルロはほぼ合っているが、詳しくみると、P_T^{jet} が 1 ~ 3 GeV 付近で、実験 data よりもモンテカルロの方が多くなっている。

図 5.3: P_T^{jet}(P_T^{min}= 2.4 GeV)

同様に、図 5.3は、P_T^{min} = 2.4 GeV のときの分布である。

この場合も、おおまかには実験 data とモンテカルロは合っているが、細かくみると、P_T^{jet} が 1 ~ 2.5 GeV 付近で P_T^{min} = 1.6 GeV のときとは反対に、実験 data よりモンテカルロの方が、少なくなっている。

そこで、これらのことを定量的に調べるため、P_T^{jet} が 1.0 GeV から 2.5 Gev までの領域において、P_T^{min} の値を変化させたときの実験 data とモンテカルロの event ratio について調べた。ここで、event ratio は次式で定義した。

$$event\,ratio \equiv \frac{N_{data}}{N_{M.C.}}$$

図 5.4 に、その結果を示す。

図 5.4: 実験 data とモンテカルロの event ratio

このグラフをみると、P_T^{min} が 2 GeV 付近のとき、event ratio は 1.0 に近くなっている。

次に、この領域における実験 data とモンテカルロの分布の形状の一致度を調べるため、χ^2/ D.O.F. を求めた。(D.O.F. : 自由度)
χ^2 は次式を用いて計算した。

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \sum_i \frac{(N_i^{data} - N_i^{M.C.})^2}{\sigma_i^2} \\ \sigma_i^2 &= \sigma_{data}^2 + \sigma_{M.C.}^2 + \sigma_{systematic}^2 \end{aligned}$$

ここで、$\sigma_{systematic}$ の値は 10 % とした。また、i は、P_T^{jet} 分布の bin の番号である。図 5.5 にその結果を示す。

図 5.5: 実験 data とモンテカルロの χ^2

このグラフにおいても、P_T^{min} が 2.0 GeV 付近で、最も χ^2 の値が小さくなっている。

以上の結果より、P_T^{min} の値を 2.0 GeV 付近にとると、モンテカルロで発生させたイベント数と実験 data のイベント数とが等しくなり（ event ratio $\sim$ 1.0 ）、分布の形も一致する（ χ^2 が最小 ）ことが分かった。

従って以下の解析においては、P_T^{min} の値は 2.0 GeV に設定することにした。

5.1.2 $W_{visible}$ 分布

次に、$W_{visible}$ 分布について調べた。

$W_{visible}$ の定義は、

$$W_{visible} \equiv \sqrt{E_{total}^2 - P_{total}^2}$$

で表される。ここで、エネルギー E_{total} と運動量 P_{total} は、観測されるハドロンに

ついて足し合わせた。従って、$W_{visible}$ は、観測されるハドロンの系の静止質量になる。

図 5.6 にその分布を示す。

図 5.6: $W_{visible}$ 分布

この分布をみると、従来の direct + VDM モデルのみでは実験 data を再現することは出来ないが、これに resolved モデルを加え合わすと、実験 data と良く一致するのが分かる。特に、$W_{visible}$ の大きい領域（ 6 GeV 以上 ）で、resolved プロセスの寄与が重要であることが明らかに示されている。

5.1.3 Thrust 分布

同様にして、thrust 分布における実験 data とモンテカルロの比較を行なった。

Thrust の定義は 43 ページにあるが、これはジェットの形状を表す物理量で次

のような特徴を持つ。

$$Thrust = \begin{cases} 0.5 & \cdots \text{ 広がりを持った、疎らな構造} \\ & \\ & \\ 1.0 & \cdots \text{ 2ジェット状の構造} \end{cases}$$

Direct プロセスによるイベントは2ジェットの形状のものが多く発生するため thrust の値が 1.0 に近くなるのに対し、resolved プロセスによるイベントはスペクテータージェットの寄与により、direct よりも 0.5 に近くなることが予想される。従って、もし resolved プロセスの寄与があるとすると、thrust が 1.0 付近よりも小さな領域で、従来の direct + VDM モデルに比べて実験 data の超過がみられると思われる。

図 5.7 に、thrust 分布を示す。

図 5.7: thrust 分布

図 5.7 をみると、thrust が 1.0 付近でのみ direct と VDM を加え合わせたものと実験 data が一致しているが、その他の領域では、resolved モデルを加え合わせて初めて実験 data とほぼ一致するようになっている。

以上、P_T^{jet}、$W_{visible}$、Thrust 分布について、実験 data とモンテカルロの比較を行なってきた。

その結果、これら全ての分布において、従来考えられてきた direct + VDM モデルから予言される量に比べて、明らかに実験 data が超過しており、分布の形にも違いがみられた。

また、この超過分については、Drees 達によって提案された resolved モデルによってよく説明できることが分かった。

更に、resolved モデルにおいて $q^{\gamma}(x)$ に DG パラメトリゼーションを使用した場合、P_T^{min} の値は 2.0 GeV にとるのが適当であるという結果が得られた。

この値を用いた時の、実験 data とモンテカルロのイベント数はそれぞれ、

$$\begin{aligned} N_{data} &= 29164 \pm 200 \\ N_{M.C.} &= 30638 \pm 372 \end{aligned}$$

となっており、event ratio は、

$$\begin{aligned} N_{data}/N_{M.C.} &= 0.95 \quad \pm 0.01 \quad \pm 0.06 \\ & \qquad\quad (statistic) \quad (systematic) \end{aligned}$$

と、非常に 1.0 に近い値をとり、実験 data とモンテカルロのイベント数が等しくなっている。

また、それぞれの分布に対する χ^2/D.O.F. の値は、

$$\begin{aligned} \chi^2/D.O.F. &= 1.578 \quad 0.400 \quad 2.235 \\ & \qquad P_T^{jet} \quad W_{visible} \quad Thrust \end{aligned}$$

で、小さな値になり、それぞれの分布において実験 data とモンテカルロの分布の形はよく合っている。

以上の結果より、no-tag の $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + hadrons$ 反応においては、resolved プロセスの寄与を考慮することが必要不可欠であることが分かる。

5.2 High $P_T$region

resolved プロセスの寄与について確認するため、P_T^{jet} の高い領域について更に詳しく調べてみた。

VDM プロセスによって発生したイベントは P_T の低い粒子が多いため、P_T^{jet} の高い領域においては VDM プロセスによる寄与がほとんど考えられない。

次に、生成粒子の P_T^{jet} が高い場合、その起源となるパートンの P_T も高いと考えられる。direct、resolved プロセスのイベントを発生させる際 free parameter P_T^{min} を使用したが、P_T^{jet} が高い領域だとパートンの P_T が P_T^{min} よりも高いものが多いと思われる。そこで、この領域においては、direct、resolved プロセスの寄与が、P_T^{min} の値によってほとんど影響を受けないことが予想される。

以上の理由より、P_T^{jet} の高い領域では、特に resolved モデルの寄与について他の領域よりも詳しく検証を行なうことが出来る。

そこで、$P_T^{jet} \geq 2.5$ GeV の範囲について調べてみた。

5.2.1 $W_{visible}$ 分布

図 5.8: $W_{visible}$ 分布 ($P_T^{jet} \geq 2.5$ GeV)

図 5.8 は、$P_T^{jet} \geq 2.5$ GeV の領域における $W_{visible}$ 分布である。

従来この領域では、direct プロセスの寄与しか考えられていなかた。しかし分布をみると、実験 data は direct モデルで予言される量に比べ約 2.5 倍も多くみられ、direct プロセスのみでは実験 data を再現することができない。

それに対し、direct モデルに resolved モデルを加え合わせると、実験 data とよく一致するようになる。

このときの $\chi^2/D.O.F.$ の値は、

$$\chi^2/D.O.F. = 0.43$$

と非常に小さく、実験 data とモンテカルロの分布の形はよく一致している。

5.2.2 Thrust 分布

図 5.9: Thrust 分布 ($P_T^{jet} \geq 2.5$ GeV)

次に、図 5.9 は、この領域における thrust 分布である。

この分布をみても $W_{visible}$ 分布と同様に、direct モデルのみでは実験 data を再現できないが、resolved モデルを加えると、実験とモンテカルロが良く合うように

なるのが分かる。特に、thrust の値が 0.8 付近よりも小さい領域で、resolved プロセスの寄与が重要になっている。

この分布における $\chi^2/D.O.F.$ の値は、

$$\chi^2/D.O.F. = 0.43$$

で、この分布においても実験 data とモンテカルロの分布の形はよく合っている。

以上、$P_T^{jet} \geq 2.5$ GeV の領域についてみてきたが、この領域における実験 data とモンテカルロについて、それぞれのイベント数は

$$\begin{aligned} N_{data} &= 1004 \pm 35 \\ N_{M.C.} &= 942 \pm 28 \end{aligned}$$

である。ただしモンテカルロは、direct + resolved モデルを考えている。
このときの event ratio を計算すると、

$$N_{data}/N_{M.C.} = 1.07 \quad \underset{(statistic)}{\pm 0.04} \quad \underset{(systematic)}{\pm 0.08}$$

となり、非常に 1.0 に近い値となっている。

以上の結果より、この領域においても、resolved プロセスの寄与を考え合わすと、実験 data とモンテカルロのイベント数が等しく、分布の形も良く一致することが分かった。

第 6 章

まとめ

今回、TOPAZ 検出器より収集された実験 data を用いて、no-tag の 2 光子反応におけるハドロン生成反応について解析を行なった。

その結果、P_T^{jet} の高い領域（ $P_T^{jet} \geq 2$ GeV ）において、実験 data は、従来考えられてきた direct、及び VDM プロセスからの期待値よりも、ほぼ 1.5 から 3.5 倍多く観測された。

更に、この超過分については、1990 年に Drees と R.M.Godbole によって提案された resolved プロセスの寄与によってよく記述できることが確認できた。ここで、resolved モデルにおいて $q^{\gamma}(x)$ に DG のパラメトリゼーションを用いた場合、free parameter P_T^{min} の最適な値は P_T^{min}= 2.0 GeV であることが分かった。

また、特に VDM の効果が少なく、P_T^{min} による不定性の小さい P_T の高い領域（ $P_T^{jet} \geq 2.5$ GeV ）についても調べてみたが、この領域においても、resolved プロセスの寄与によって実験 data をよく再現できた。

以上の結果より、TRISTAN のエネルギー領域（$\sim$ 60 GeV）では、実光子による $\gamma\gamma$ 散乱において、Drees 達によって提案された resolved プロセスの寄与が非常に重要であることが分かった。

付録 A

各サブプロセスにおける cross section

·direct

$\gamma\gamma \to q_i\bar{q}_i$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{s^2} 3e_q^4 (\frac{t}{u} + \frac{u}{t})$$

·1-resolved

$\gamma q_i \to g\bar{q}_i$ $\gamma g \to q_i\bar{q}_i$

$$-\frac{8\pi\alpha_{em}\alpha_s}{3s^2} e_q^2 (\frac{t}{s} + \frac{s}{t})$$

$\gamma g \to q_i\bar{q}_i$

$$\frac{\pi\alpha_{em}\alpha_s}{s^2} e_q^2 (\frac{u}{t} + \frac{t}{u})$$

·2-resolved

$q_a q_b \to q_a q_b$, $q_a\bar{q}_b \to q_a\bar{q}_b$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{s^2+u^2}{t^2}$$

$q_a q_a \to q_a q_a$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}(\frac{s^2+u^2}{t^2} + s^2 + t^2u^2) - \frac{8}{27}\frac{s^2}{ut}$$

$q_a\bar{q}_a \to q_b\bar{q}_b$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{t^2+u^2}{s^2}$$

$q_a\bar{q}_a \to q_a\bar{q}_a$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}(\frac{s^2+u^2}{t^2} + t^2 + u^2s^2) - \frac{8}{27}\frac{u^2}{st}$$

$q\bar{q} \to gg$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{32}{7}\frac{u^2+t^2}{ut} - \frac{8}{3}\frac{u^2+t^2}{s^2}$$

$gg \to q\bar{q}$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{1}{6}\frac{u^2+t^2}{ut} - \frac{3}{8}\frac{u^2+t^2}{s^2}$$

$qg \to qg$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{u^2+s^2}{us}+\frac{u^2+s^2}{t^2}$$

$gg \to gg$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{9}{2}\{3-\frac{ut}{s^2}-\frac{us}{t^2}-\frac{st}{u^2}\}$$

但し、c クォークの場合、次のサブプロセスについては質量を入れた式を用いた

·direct

$\gamma\gamma \to q_i\bar{q}_i$

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{2\pi\alpha_{em}^2}{s^2}3e_q^4\{\frac{m^2-t}{m^2-u}+\frac{m^2-u}{m^2-t}+4(\frac{m^2}{m^2-t}+\frac{m^2}{m^2-u})-4(\frac{m^2}{m^2-t}+\frac{m^2}{m^2-u})^2\}$$

·1-resolved

$\gamma g \to q_i\bar{q}_i$

$$\frac{\pi\alpha_{em}\alpha_s}{s^2}e_q^2\{\frac{m^2-t}{m^2-u}+\frac{m^2-u}{m^2-t}+4(\frac{m^2}{m^2-t}+\frac{m^2}{m^2-u})-4(\frac{m^2}{m^2-t}+\frac{m^2}{m^2-u})^2\}$$

·2-resolved

$q_aq_b \to q_aq_b$, $q_a\bar{q}_b \to q_a\bar{q}_b$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{(m^2-u)2+(s-m^2)^2+2m^2t}{t^2}$$

$q_a\bar{q}_a \to q_b\bar{q}_b$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{(m^2-t)2+(m^2-u)^2+2m^2s}{s^2}$$

$gg \to q\bar{q}$

$$\begin{aligned}&\frac{\pi\alpha_s^2}{16s^2}[\frac{12}{s^2}(m^2-t)(m^2-u)+\frac{8}{3}\frac{(m^2-t)(m^2-u)-2m^2(m^2+t)}{(m^2-t)^2}\\&+\frac{8}{3}\frac{(m^2-t)(m^2-u)-2m^2(m^2+u)}{(m^2-u)^2}-\frac{2}{3}\frac{m^2(s-4m^2)}{(m^2-t)(m^2-u)}\\&-6\frac{(m^2-t)(m^2-u)+m^2(u-t)}{s(m^2-t)}-6\frac{(m^2-t)(m^2-u)+m^2(t-u)}{s(m^2-u)}]\end{aligned}$$

$qg \to qg$

$$\begin{aligned}&\frac{\pi\alpha_s^2}{16s^2}[32\frac{(s-m^2)(m_u^2)}{t^2}+\frac{64}{9}\frac{(s-m^2)(m^2-u)+2m^2(s+m^2)}{(s-m^2)^2}\\&+\frac{64}{9}\frac{(s-m^2)(m^2-u)+2m^2(m^2+u)}{(m^2-u)^2}+\frac{16}{9}\frac{m^2(4m^2-t)}{(s-m^2)(m^2-u)}\\&+16\frac{(s-m^2)(m^2-u)+m^2(s-u)}{t(s-m^2)}-16\frac{(s-m^2)(m^2-u)-m^2(s-u)}{t(m^2-u)}]\end{aligned}$$

参考文献

[1] PLUTO Collab., Ch.Berger*et al.*, Z.Phys.C29,499(1985) and Z.Phys.C33,351(1987)

[2] CELLO Collab., H.j.Behrend*et al.*, Z.Phys.C51,365(1991)

[3] TPC/2γ Collab., A.Aihara*et al.*, Phys.Rev.D41,2667(1990)

[4] M.Drees smd R.M.Godbole, Nucl.Phys.B339,355(1990)

[5] E.Witten, Nucl.Phys.B120,189(1977)

[6] J.J.Sakurai and D.Schildknecht, Phys.Lett.40B,121(1979)
I.F.Ginzburg and V.G.Selbo, Phys.Lett.109B,231(1982)

[7] PLUTO Collab., Ch.Berger*et al.*, Z.Phys.C26,191(1984) and Z.Phys.C29,499(1985)

[8] J.L.Rosner,Brookhaven Report CRISP 7126(1971)

[9] M.Drees and K.Grassie, Z.Phys.C28,451(1985)

[10] S.Kawabata, Comp.Phys.Comm.,41,127(1986)

[11] T.Sjöstrand, Comp.phys.Comm.,39,347(1986).
T.Sjöstrand and M.Bengtsson, Comp.phys.Comm.,43,367(1987).

[12] W.Nilson, H.Hirayama and D.Rogers, SLAC-Report-265(1985)

[13] H.Fesefeldt, PITHA85/02 (1985).